УДК 531.951

О ЛАБОРАТОРНОМ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ РАДИОВОЛН МЕТЕОРНЫМИ СЛЕДАМИ

Е.Т. Протасевич, В.И. Шишковский*

Томский политехнический университет. E-mail: lev@tpu.ru
*Томский государственный педагогический университет

Рассматриваются вопросы моделирования рассеяния радиоволн метеорными следами в лабораторных условиях. Показано, что результаты экспериментального моделирования резонансного рассеяния радиоволн вперед плазменным цилиндром совпадают с результатами теоретических расчетов.

Вдоль траектории входа метеора в атмосферу происходит ионизация воздуха и образование плазменного следа, отражающего радиоволны. Первые значительные результаты по физике метеорных явлений были получены, например, в работах [1–4]. В последующие годы развитие практического использования метеорных следов для целей радиосвязи привлекло многих исследователей к вопросам теории рассеяния радиоволн от плазменного следа метеора. Интересным приложением является использование отражения от метеоров и метеорных следов для связи на УКВ. Это называется MS (Meteor Scatter) связью. Этот вид отражения позволяет установить радиосвязь на такие большие расстояния, которые при обычных способах связи не достижимы. Возможна радиосвязь с использованием отражения от метеорных следов на расстояния от 500 до 2500 км, если используются передатчики в несколько сотен ватт и направленные антенны. Но в некоторых случаях возможна связь при мощности около 50 Вт. Основным способом увеличения пропускной способности метеорного радиоканала является адаптация метеорной радиосистемы к метеорным радиоотражениям. Возникает необходимость предварительной классификации метеорных отражений для задач оптимизации приемо-передающей аппаратуры под конкретный тип отражения.

Существует два классических типа метеорных следов – недоуплотненные и переуплотненные. Для недоуплотненного следа линейная электронная концентрация на оси следа $n<2{,}4\cdot10^{12}$ см$^{-1}$, и падающая радиоволна отражается без эффектов вторичного переизлучения электронов. Амплитудно-волновая характеристика радиоотражения от такого классического недоуплотненного следа после быстрого роста амплитуды имеет экспоненциальный спад за счет рекомбинации свободных электронов и ионов следа. Для переуплотненного следа ($n>2{,}4\cdot10^{12}$ см$^{-1}$) падающая волна отражается как от металлического цилиндра некоторого критического радиуса. Форма амплитудно-волновой характеристики отражения от классического переуплотненного следа следующая – после фазы быстрого роста амплитуда отражения затем медленно увеличивается (за счет роста критического радиуса из-за амбиполярной диффузии) и, достигнув своего максимума, медленно спадает до нуля. На метеорных следах амплитудно-волновой характеристики радиоотражений из-за появления вторичных отражающих центров трактуются как недоуплотненный и переуплотненный федингующие типы.

Атмосфера Земли постоянно бомбардируется метеорами. Они состоят из различных минералов или металлов (в том числе и железа). Размер метеоров различен: от мельчайших пылинок до больших глыб. Скорость, с которой метеоры входят в атмосферу Земли, составляет от 11 до 72 км/с. В результате трения о воздух метеорные частицы на высотах 80...110 км сильно разогреваются. Вследствие термоионизации образуется ионизированный метеорный след. Метеоры присутствуют в атмосфере Земли практически всегда. Во время потоков (Лириды, Персеиды, Ориониды, Леониды, Гемениды, Квандрантиды) метеоров пролетает большое количество и в эфире слышно много метеорных отражений от пингов длительностью 0,5 с до достаточно протяженных бурстов длительностью 1...3 мин.

Земля встречается с метеорами, рассеянными в межпланетном пространстве. Метеоры движутся вокруг Солнца по различным эллиптическим орбитам. Одни из них, перемещаясь в направлении, противоположном направлению движения Земли, сталкиваются с ней и попадают на ту ее часть, которая освещена Солнцем. Другие метеоры, догоняя Землю, падают со скоростью 11...30 км/с на ту сторону Земли, на которой господствуют сумерки. Наибольшая частота появления метеоров приходится на осенние месяцы [4–6] (табл. 1).

В период встречи Земли с метеорами число метеоров, отражающих радиоволны, возрастает до 400 и даже до 1000 в час, что приводит к достаточно постоянной ионизации определенного пространства ионосферы. Однако интервалы ионизации очень короткие – от долей до нескольких секунд.

Чаще происходит отражение от ненасыщенных метеорных следов. Однако в этом случае уровень отраженного сигнала более слабый. Реже появляются сигналы, обусловленные отражением от насыщенных следов. Уровень отраженного сигнала при этом более высок. Не каждый метеорный след можно использовать для организации радиосвязи в заданном направлении. Для каждой станции имеются области с большей вероятностью установления радиосвязи с помощью метеорных следов. Некоторое улучшение радиосвязи получается, если утром антенну развернуть приблизительно на 7° севернее, а вечером на 7° южнее направлений на корреспондента. Нужно отметить, что отклонение направления антенн должно быть согласованно обоими корреспондентами. Существует оптималь-

Таблица 1. *Параметры метеоритных потоков*

Рой		Время, UTC	Число метеоров в час	Скорость, км/с	Благоприятное время для проведения радиосвязей по направлениям:			
Дата появления	**Название**				**ЮЗ–СВ**	**В–З**	**ЮВ–СЗ**	**С–Ю**
1–5 января	Квадрантиды	Кругл.	100	41	09:30-15:00	23:00-04:00 11:00-17:00	23:00-05:00	00:00-06:00 09:00-15:00
21 апреля	Лириды	19/13	15	48	23:00-02:00 06:00-09:00	02:00-04:00	02:00-08:00 20:00-23:00	05:00-10:00 20:00-02:00
04 мая	Аквариды	01/04	20	64	02:30-06:30	04:00-09:00	06:30-10:00	02:00-05:00 08:00-11:00
07 июня	Ариетиды	02/18	60	39	05:00-09:00 12:00-14:00	07:30-10:30	09:00-13:30	03:00-07:00 11:00-15:00
08–09 июня	Персеиды	03/19	40	29	05:00-10:00 13:00-15:00	18:30-11:30	04:00-06:00 10:00-15:00	04:00-08:00 12:00-16:00
16 июня	Лириды	19/13	10	–	23:00-02:00 06:00-09:00	02:00-04:00	03:00-08:00 20:00-23:00	05:00-10:00 20:00-02:00
29 июля	Аквариды	20/08	15	41	21:00-01:30	22:30-03:30	01:00-04:30	03:00-06:00 21:00-24:00
12 августа	Персеиды	Кругл.	60	60	06:00-13:00	09:00-14:00 19:00-00:00	18:00-02:00	07:00-12:00 21:00-24:00
09 октября	Дракониды	Кругл.	10		17:00-23:00	07:30-09:30	05:00-12:30	08:00-13:30
21 октября	Ориониды	21/12	20	66	23:00-03:00	01:00-05:30	03:00-08:00	05:00-08:30
09 ноября	Тавриды	17/08	10	30	19:00-23:00	21:00-02:00	23:00-04:00	01:30-04:30
17 ноября	Леониды	22/14	10	72	01:00-04:30	04:00-07:00	05:30-10:00	23:30-03:30
14 декабря	Гемениды	17/11	60	35	04:00-07:00	23:30-02:30	02:00-05:00 18:00-22:00	03:00-07:00 18:00-23:00
–	Урсиды	Кругл.	15	34	07:00-19:00	23:00-23:00	18:00-06:00	–

ная угломестная ориентация антенн на линиях связи, использующих рассеяние от метеорных следов.

Данные экспериментальных наблюдений и теоретические оценки показывают, что при образовании метеорных следов на высотах порядка 80...110 км над поверхностью Земли в них могут быть выполнены условия резонанса для волн УКВ-диапазона [5, 6]. Действительно, при помощи работающих в этом диапазоне радиолокационных станций было обнаружено, что при поперечной по отношению к оси следа ориентации вектора электрического поля амплитуда рассеиваемой следом волны имеет отчетливо выраженный резонанс (он наблюдается как всплеск на временной осциллограмме отраженного сигнала).

Однако в отличие от случая газоразрядной плазмы на резонансной кривой метеорного следа никогда не наблюдалась серия резонансных пиков, а всегда возникал лишь один (более широкий, чем в газовом разряде) резонансный максимум. Данное различие резонансных свойств обоих плазменных объектов объясняется различием радиального распределения их плотности. В метеорном следе плотность плазмы вследствие диффузии является плавно убывающей функцией расстояния до оси. В этом случае в области критической плотности возбуждается бегущая плазменная волна, поглощаемая на периферии объекта, и плазменно-волновые резонансы отсутствуют, так что наблюдаемый пик рассеяния – это геометрический резонанс плазменного цилиндра с размытой границей. Фактически отсутствие плазменно-волновых резонансов при метеорном рассеянии радиоволн на больших высотах можно рассматривать как экспериментальное доказательство существования эффектов линейной трансформации и затухания Ландау.

Существующая в условиях лабораторного и атмосферного экспериментов плазма – это частично или полностью ионизированный газ, содержащий в достаточно большом количестве свободные (не связанные в атом или молекулу) заряженные частицы – электроны и ионы, способные перемещаться под действием электрического поля или в результате собственного теплового движения на макроскопически большие расстояния. Достаточным в данном определении обычно считается такое число зарядов, при котором становится существенным их коллективное взаимодействие, осуществляемое через создаваемое ими коллективное электромагнитное поле.

Важнейшей особенностью плазмы, определяющей характер ее взаимодействия с полями электромагнитного излучения различных частотных диапазонов (от радио до оптического) и играющей ключевую роль во многих практических приложениях, является возможность возникновения так называемого плазменного резонанса. Явление резонанса заключается, как известно, в сильном увеличении амплитуды вынужденных колебаний осциллятора (колебательной системы) при совпадении частоты внешней переменной силы с частотой его собственных колебаний. Плазма в общем случае представляет собой колебательную систему, которая в различных условиях может рассматриваться либо как система с сосредоточенными параметрами (наподобие маятника, груза на пружине или колебательного контура), либо как распределенная система (подобная струне, резиновому шнуру, органной трубе или электромагнитному резонатору). В обоих случаях при плазменном резонансе резко возрастают амплитуда колебаний электронов (при почти неподвижных ионах) и амплитуда потенциального (без-

вихревого) электрического поля в плазме. В первом случае для уяснения физической природы собственных колебаний достаточно учесть инерцию электронов и появление упругой возвращающей силы при упорядоченном смещении электронов внутри любого элементарного объема в плазме вследствие возникновения нескомпенсированных зарядов на его границах. В другом случае плазменный резонанс фактически представляет собой резонанс стоячей плазменной волны. Эта волна (называемая также ленгмюровской или электростатической) представляет собой продольную волну электронной плотности и электрического поля и может рассматриваться как своеобразный электронный аналог звуковой волны в жидкости или газе.

Первые теоретические и экспериментальные исследования плазменных волн и связанных с ними резонансных явлений были выполнены в конце 20-х годов XX века в связи с изучением свойств плазмы газового разряда. В последующие три десятилетия они исследовались в основном применительно к проблемам распространения радиоволн в плазме земной ионосферы и их рассеяния на плазменных объектах цилиндрической формы (газоразрядные трубки, ионизированные метеорные следы в атмосфере). Дальнейшее расширение этих исследований было стимулировано научно-техническими проектами, возникшими в связи с созданием мощных источников излучения как в радио-, так и в оптическом диапазонах. В частности, изучение и использование резонансных свойств плазмы в сильных полях оказались в центре внимания проблем лазерного термоядерного синтеза, плазменно-лазерных методов ускорения заряженных частиц и контролируемого воздействия мощного радиоизлучения на ионосферу.

Реальная плазма всегда неоднородна – ее плотность n и диэлектрическая проницаемость ε зависят от координат. Если максимальная плотность $n_{\max}$ превышает критическое значение n_c для данной частоты поля ω (т.е. $\omega<\omega_{p\max}$), то внутри плазмы всегда существует некоторая поверхность S, на которой выполнено условие плазменного резонанса $\omega=\omega_{p\max}$. При расчете поля вблизи этой поверхности любой ее небольшой участок можно рассматривать как локально-плоский. Это позволяет использовать для нормальной (перпендикулярной к поверхности S) компоненты поля E_x в холодной плазме результат плоской одномерной модели: $E_x=E_0/e$, полагая (для точек, лежащих вблизи поверхности S) $e=e(x)=-x/L$ (L – характерный размер неоднородности плазмы). Особенность поля в точке $x=0$ (на поверхности S) в холодной плазме, как и прежде, может быть устранена при учете соударений. При этом зависимость $|E_x|(x)$ фактически имеет вид резонансной кривой.

Учет теплового движения электронов делает структуру поля более сложной: в области, где $e>0$, возникает плазменная волна. Если эта область окружена со всех сторон более плотной непрозрачной плазмой с $e(x)<0$ не существует волн с действительными волновыми числами k) или имеет резкую границу, на которой плотность плазмы меняется скачком, то плазменная волна, отражаясь от границ области, оказывается полностью запертой внутри нее и может иметь резонанс. Если же плотность плавно и монотонно убывает в направлении от центра объекта к периферии, то волна распространяется в сторону убывания плотности и полностью поглощается в области $\omega=\omega_p$ вследствие затухания Ландау. В последнем случае в окрестности точки $e(x)=0$ фактически имеет место преобразование энергии внешнего электромагнитного поля в энергию убегающей плазменной волны. Это явление часто называют эффектом линейной трансформации, противопоставляя его тем самым более сложным нелинейным эффектам подобного рода, возникающим лишь в полях большой амплитуды. Весьма важно, что полная величина мощности, поглощаемой в области плазменного резонанса (так называемое резонансное поглощение), оказывается не зависящей от конкретного механизма диссипации энергии (соударения частиц или линейная трансформация) и пропорциональна размеру неоднородности плазмы L. Этот результат справедлив (в рамках линейной теории) для плазменных объектов любой формы и размеров (слой внутри конденсатора, газоразрядная трубка в волноводе, ионосферный слой, облучаемый плоской электромагнитной волной, плазменная корона лазерного микровзрыва, плазменный след метеора и т.п.).

В одной из предыдущих наших работ [7] рассмотрены вопросы физики и диагностики долгоживущих плазменных образований в воздухе, образующихся в условиях, сопровождающих вход различных космических объектов в атмосферу при достаточно высоких скоростях. При неравновесном распаде такой плазмы, когда лимитируется значение столкновительных механизмов генерации резонансно-возбужденных состояний, определяющую роль в релаксации энергии электронного возбуждения начинают играть низкорасположенные метастабильные состояния атомов и молекул, входящих в состав воздушной плазмы. Наряду с приложениями, связанными с метеорными явлениями, интерес к этой проблеме связан также с интенсивным развитием теории столкновений частиц, квантовой электроники, физики и химии плазмы и астрофизических исследований. Данные вопросы имеют определенное значение при разработке теоретических моделей и экспериментальном изучении энергоемких долгоживущих плазменных образований в воздухе, передаче энергии на расстояние, плазменных технологических процессах и т.д.

В качестве модели использовалась газоразрядная камера из кварцевого стекла диаметром до десяти см и длиной до одного м, в которой поддерживался высокочастотный разряд в воздухе на частоте 40 МГц при давлении от одной десятой до тысячи Па.

При давлениях в разрядной камере порядка 0,1...1,0 Па, что имело место в нашем случае, распределение концентрации электронов по радиусу можно представить уравнением:

$$n_e=n_0-[(n_0-n_s)/a^2]r^2,$$

где n_0 – концентрация на оси трубки, n_s – концентрация у стенки, a – радиус трубки.

Линейная плотность электронов при этом будет равняться:

$$\alpha=\pi a^2(n_0-n_s)/2.$$

При изменении разрядного тока в пределах от 0,2 до 1 А линейная электронная плотность изменялась от $2\cdot10^{10}$ до $3\cdot10^{12}$ см$^{-1}$. Частота столкновений электронов составляла $4{,}7\cdot10^9$ с$^{-1}$.

Газоразрядная трубка может служить моделью метеорного следа фиксированного радиуса с различной плотностью электронов. При этом можно считать, что на ранней стадии жизни метеорного следа распределение концентрации электронов в поперечном сечении можно считать близким к распределению плотности электронов в высокочастотной газоразрядной плазме, подчиняющегося параболическому закону. Действительно, радиальное распределение электронной плотности в метеорном следе является гауссовым:

$$n_e=\alpha/(4\pi Dt+\pi R^2)\exp[-r^2/(4\pi Dt+\pi R^2)], \qquad (1)$$

где D – коэффициент диффузии, R – начальный радиус.

В выражение (1) введем параболическое приближение. Тогда, для газоразрядной трубки:

$$n_e=n_0[1-\gamma_s(r/a)^2],$$

где $\gamma_s=1-n_s/n_0$.

Экспериментальная установка представлена на рисунке. Измерения велись при поперечной и продольной поляризациях, а также при произвольной поляризации падающей электромагнитной волны. В качестве передающей и приемной антенны использовались идентичные рупорные антенны. Внешняя антенна, связанная с измерителем мощности, помещалась в различных точках пространства так, чтобы ее диаграмма направленности пересекалась с диаграммой передающей антенны в месте расположения газоразрядной камеры. Эксперимент проводился в диапазоне длин волн 3...12 см. Контроль параметров высокочастотной воздушной плазмы, генерируемой в газоразрядной кварцевой трубке диаметром 10 см и длиной 1 м высокочастотным генератором на частоте 37 МГц, проводился зондовыми, микроволновыми и спектральными методами. Дополнительно с помощью масс-спектрометра анализировался состав воздушной плазменной среды. Применение масс-спектрометрического метода позволило не только определить количественный и качественный состав плазмы, но и открыло возможность изучать различные химические реакции в воздушной плазме с учетом активных частиц.

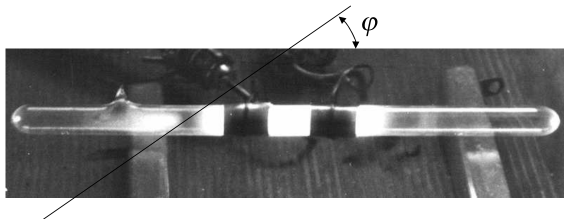


Рисунок. *Свечение плазмы безэлектродного ВЧ-разряда. Направление зондирования плазмы отмечено прямой линией*

Существенное влияние на протекающие в воздушной плазме физико-химические процессы, влияющие на электронную плотность, а следовательно, радиолокационные характеристики такой плазмы, оказывает вид функции распределения электронов по энергиям. Как показали зондовые измерения вид функции распределения электронов по энергиям в высокочастотной воздушной плазме является существенно неравновесной и энергия электронов в хвосте распределения достигает значений 20...25 эВ. Оценки показали, что при давлении в разрядной камере порядка 100 Па время девозбуждения колебательно-возбужденнх молекул электронами в плазме высокочастотного разряда в воздухе $\tau_v=5\cdot10^{-3}$ с и значительно меньше диффузионного времени жизни $\tau_d=4\cdot10^{-2}$ с. Это указывает на значительную роль ударов второго рода, за счет которых происходит девозбуждение колебательно-возбужденных молекул. Кроме того, большую роль в такой плазме играют процессы девозбуждения метастабильных состояний некоторых молекул, что приводит к дополнительному подогреву электронов при распаде плазмы.

При моделировании условий рассеяния вперед учитывался зеркальный характер отражения радиоволн. Отраженные лучи образуют так называемый конус рассеяния, ось которого совпадает с осью цилиндра [8]. С учетом дипольного характера рассеяния электронов, поляризации падающей волны и пространственной геометрии в определенных направлениях излучения вдоль конуса происходит ослабление уровня мощности. Отраженные сигналы будут приниматься от плазменных цилиндров, расположенных в касательной плоскости к семейству эллипсоидов вращения, которые могут быть описаны вокруг точек расположения передатчика и приемника как общих фокусов.

При рассеянии вперед отчетливо проявляются как главный резонанс, так и резонанс первого порядка. Сравнение резонансного рассеяния вперед с резонансным рассеянием назад ($2\varphi=0$) показывает, что, во-первых, главный максимум отраженного сигнала меньший по величине и, во-вторых, несколько увеличивается ширина резонансной кривой. Добротность главного резонанса плазменного цилиндра $Q=\omega_p/\Delta\omega_{1/2}$, где ω_p – плазменная частота, соответствующая разрядному току при максимуме рассеянного сигнала, а $\Delta\omega_{1/2}$ – ширина резонансной кривой на уровне половинной мощности. Учитывая, что ω_p~ω_0, а ω_0~$n^{1/2}$~$I^{1/2}$, из зависимости мощности рассеяния волны от тока разряда получаем:

$$Q = I_0^{1/2}/(I_2^{1/2}-I_1^{1/2}).$$

При рассеянии вперед длина первой зоны Френеля, вносящей основной вклад в рассеянный сигнал составляет:

$$F=2[R_1R_2/(R_1+R_2)(1-\sin^2\varphi\cdot\cos^2\beta)]^{1/2}, \qquad (2)$$

где R_1 и R_2 – радиусы первой и второй зон Френеля.

В табл. 2 представлены результаты расчетов добротности плазменного цилиндра в зависимости от угла β при $2\varphi=150°$. β – угол между осью трубки и плоскостью рассеяния.

Таблица 2. Зависимость добротности плазменного резонатора от угла β

β	30°	45°	90°
Q	8	10	12

Как следует из таблицы, с увеличением угла β наблюдается возрастание добротности. Отличительные особенности резонансного рассеяния вперед, по-видимому, можно объяснить геометрией рассеяния. Как следует из (2), при увеличении β размер первой зоны Френеля уменьшается, что приводит к уменьшению рассеивающего объема плазменного цилиндра, а следовательно, и к уменьшению радиационных потерь и к уменьшению потерь за счет столкновений электронов в плазме.

Исследования влияния угла поляризации падающей электромагнитной волны на резонансные явления при рассеянии вперед показывают, что для любых углов рассеяния главный резонанс начинает заметно проявляться только при $\gamma>30°$, где γ – угол между электрическим вектором падающего поля и осью цилиндра. При этом амплитуда резонанса монотонно возрастает с ростом γ.

Явление плазменного резонанса при рассеянии вперед при любых углах рассеяния, а также при произвольной ориентации газоразрядной трубки к плоскости распространения наблюдается на длине волны 12 см при разрядных токах от 0,75 до 0,9 А, что соответствует линейным электронным плотностям от $2\cdot10^{11}$ до $2,5\cdot10^{11}$ см$^{-1}$. Такие значения электронных плотностей соответствуют ненасыщенным метеорным следам с относительным поперечным размером $2\pi a/\lambda=0,53$. Теоретические расчеты дают увеличение поляризационных отношений в тех же пределах электронных плотностей и при тех же размерах плазменных цилиндров, что и экспериментальные исследования.

Влияние угла рассеяния φ на величину сигнала, отраженного вперед при наличии плазменного резонанса, исследовалось, когда ось газоразрядной трубки располагалась перпендикулярно плоскости распространения. При увеличении угла рассеяния от нуля (случай рассеяния назад) сначала наблюдается уменьшение уровня рассеянного сигнала с минимумом в пределах $2\varphi=60...105°$, а затем сигнал возрастает и уже при угле $2\varphi=150°$ превосходит сигнал, отраженный назад, примерно в шесть раз. Теоретические расчеты диаграммы рассеяния дают примерно такую же картину.

Таким образом, результаты экспериментального моделирования резонансного рассеяния радиоволн вперед плазменным цилиндром совпадают с результатами теоретических расчетов. Однако сравнение проведено только для одного фиксированного поперечного размера плазменного цилиндра при электронных плотностях, меньших $3\cdot10^{12}$ см$^{-1}$. Поэтому целесообразно провести подобные экспериментальные исследования при других поперечных размерах плазменных цилиндров, при больших электронных плотностях и в других диапазонах длин зондирующих волн.

Необходимо отметить, что представленные подходы могут быть применены как к метеорам, так и к любым другим космическим объектам, проходящим плотные слои атмосферы. Эти объекты, создающие за собой заметные плазменные следы, могут легко идентифицироваться на основе измерений радиолокационных характеристик этих плазменных следов. При этом необходимо исходить из того обстоятельства, что параметры образованного проходящим плотные слои атмосферы космическим объектом плазменного следа однозначно связаны с характеристиками этого объекта, включая его геометрию. Следы, близкие к метеорным, могут иметь техногенное происхождение и, следовательно, предложенная в работе методика может быть использована также для их анализа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Allen H.J., Baldwin B.S. // J. Geophys.Res. – 1967. – V. 72. – № 13. – P. 3483–3496.
2. McCrosky R.E., Shao C.Y., Posen A. Prairie network fireball data. II. Trajectories and light curves // Center for astrophysics preprint series. – 1977. – № 721.
3. Roberts L. NASA Techn. Rep. R-10, 1959.
4. Verniani F. // J. Geophys. Res. – 1973. – V. 78. – № 35. – P. 8429–8462.
5. Гильденбург В.Б. Плазма как объект физических исследований // Соросовский образовательный журнал. – 1996. – № 2. – С. 98–104.
6. Ерухимов Л.М. Ионосфера Земли как космическая плазменная лаборатория // Соросовский образовательный журнал. – 1998. – № 4. – С. 71–77.
7. Kopytin J.D., Protasevich E.T., Chistjakova L.K., Shishkovsky V.I. The influence of laser and RF-radiation on the air environment. – Novosibirsk: The Science, 1992. – 190 p.
8. Protasevich E.T., Shishkovsky V.I. Laboratory Modelling of Disperesion of Radiowaves by Meteoric Traces // Progress Electromagnetic. Research Symposium, Pisa, Italy, March 28–31, 2004. – P. 855–858.